Röntgenemission und -absorption

Versuch 602

Marcel Kebekus
marcel.kebekus@tu-dortmund.de

Abgabe: 19.05.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

Zielsetzung

Aufnehmen und analysieren von dem Emissionsspektrum einer CU- Röntgenröhre und verschiedener Absorbtionsspektren.

1 Theorie

1.1 Erzeugung Röntgenstrahlung

Innerhalb einer evakuierten Röhre werden Elektronen aus einer Glühkathode auf eine Anode hin beschleunigt.

Die Röntgenstrahlung ist auf zwei Effekt zurückzuführen.

Bremsstrahlung

Durch Abbremsen der freien Elektronen in einem Elektrischen Feld wird Energie durch Röntgenquanten frei. Die Energie entspricht dabei dem Energieverlust der Abbremsung. Bei vollständiger Abbremsung ergibt sich die Wellenlänge

$$\lambda_{min} = \frac{h \cdot c}{e_0 U}. \tag{1}$$

Da hierbei verschieden hohe kinetische Energien abgegeben werden können, äußert siche die Bremsstrahlung im Spektrum durch einen Kontinuierlichen Verlauf.

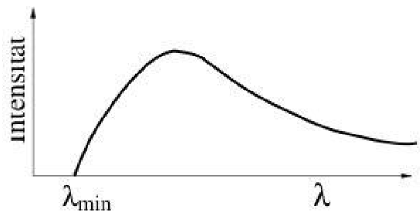

Abbildung 1: Dargstellt ist das Bremsspektrum. Die kleinsten Wellenlängen λ entspricht dabei den Elektronen der größten Energien.[1, S. 1]

Charakteristisches Spektrum

Beim Auftreffen der Elektronen auf das Anodenmaterial wird dieses ionisiert, sodass ein gebundenes Elektron von einer höheren Schale auf eine niedrigere Schale fallen kann und dabei Energie in Form von Röntgenquanten emitiert. Die abgestrahlte Energie entspricht dann der Differenz der Energieniveaus.

$$h \cdot v = E_m - E_n \tag{2}$$

Das charakteristische Spektrum ist vom Anodenmaterial abhängig und zeichnet sich im Röntgenspektrum durch scharfen Linien aus. Die frei werdende Energie hängt dabei von den Schalen ab aus der das Elektron herausgelöst und aus der das neue Elektron hinabsteigt ab. Die Schalenenergien werden über den Index m und n unterschieden. Der Prozess kann zwischen verschiedenen Schalen (genannt: K,L,M) im Atom stattfinden. Die Großbuchstaben verwendet man dabei, um die Position des herausgelösten Elektrons zu beschreibten, während die griechischen Indizes die Schale beschreiben aus der das neue Elektron nachrutscht. Die Energie eines Elektronensprungs ergibt sich somit mit Gl. 2

$$E_n = -R_\infty \cdot z_{\text{eff}}^2 \cdot \frac{1}{n^2}, \tag{3}$$

wobei die Rydbergenergie $R_\infty = 13.6\text{eV}$ und die effektive Kernladung $z_{eff} = z - \sigma$ mit der Abschirmkonstante σ ist. Dabei wird berücksichtigt, dass die Hüllenelektronen die Coulomb Anziehung auf das äußere Elektron abschirmen. Für die Energie einer

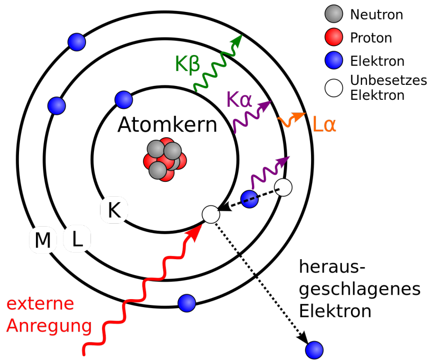

Abbildung 2: Darstellung des Prozesses der Röntenemission durch die Ionisation des Atoms. Das (Röntgen)Photon wirkt als exteren Anregung, welches ein Elektron aus der inneren Schale schlägt. Ein anderes Elektron aus einer höheren Schale rutscht nach und gibt Energie in Form von Strahlung ab.[6]

Überganslinie aus der Abschirmkonstante σ der einzelenen Elektronen, der Energieniveaus der Schalen und der Kernladnungszahl Z ergibt sich mit Gl. 3 in Gl. 2

$$E_{\text{Schale}_{m,n}} = R_\infty \cdot (Z - \sigma_n)^2 \cdot \frac{1}{n^2} - R_\infty \cdot (Z - \sigma_m) \cdot \frac{1}{m^2} \tag{4}$$

1.2 Bragg-Bedingung

Die Energie der Strahlung kann mithilfe der Bragg-Reflexion ermittelt werden. Durch Beugung an einem dreidimsensionalen Gitter (LiF-Kristall) mit der Gitterkonstante d entsteht eine konstruktive Interferenz bei einem Braggwinkel Θ. Durch die Bragg-Bedingung

$$2d \sin(\Theta) = n\lambda, \tag{5}$$

ergibt sich die Wellenlänge λ. n ist dabei die Beugungsordunung.

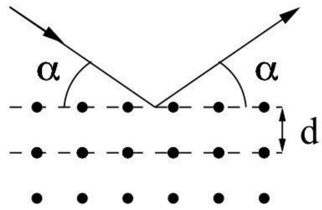

Abbildung 3: Darstellung der Bragg-Reflexion an einem Gitter mit der Gitterkonstante d und dem Bragg-Winkel α.[1, S. 3]

1.3 Absorbtion

Treffen Röntgenstrahlen auf ein Material, so nimmt dieses die Strahlung zum Teil auf (Absorbtion). Diese ist zum Teil vom Material, derer Dicke d und der Energie der Strahlung abhängig. Die Absorbtion entsteht durch Auftretten von Effekten wie des Photo-Effekts und der Compton-Streuung bei Energien $E < 1\text{MeV}$, darüber hinaus sinkt der Wirkungsquerschnitt und weiter Effekte dominieren die Absorbtion.

$$\frac{I(d)}{I_0} = e^{-\mu d} =: \tau \tag{6}$$

Dabei ist μ der Absorbtionskoeffizient.
Dieser ist abhängig von der Energie der Strahlung und nimmt bei zunehmender Strahlungsenergie ab. μ steigt allerdings sprunghaft an, wenn die Strahlungsenergie gleich groß der Bindungsenergie eines Elektrons aus der nächsten inneren Schale ist. Man spricht von einer Absorbtinskante.

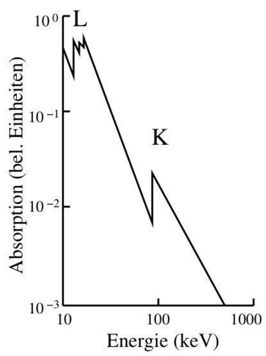

Abbildung 4: Dargestellt ist ein Absorbtionspektrum, die Sprünge der Absorbtionskanten sind deutlich zu erkennen.[1, S. 2]

Um ein Elektron auf eine nächsthöhere Schale zu bringen benötigt es eine Strahlungsfrequenz

$$h \cdot v_{\text{abs}} = E_n - E_\infty \tag{7}$$

Da die Elektronen in einer Schale nicht alle die selbe potenzielle Energie besitzen spalten sich die Hauptkanten auf in eng an einanerliegene Linien (Feinstrukturen), diese werden im folgenden allerdings nicht weiter aufgelöst. Diese zugehörigen Energien $E_{n,j}$ hängen nun neben dem Energieniveau n und der effektiven Kernladungszahl auch vom Spin j des Elektrons auf der Schale ab. Es gilt die Sommerfeldsche Feinstrukturformel

$$E_{n,j} = -R_\infty \cdot \left(z_{\text{eff}}^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \alpha^2 z_{\text{eff}}^4 \cdot \frac{1}{n^3} \cdot \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right). \tag{8}$$

Für die K-Kante (n=1) ergibt sich nach der Sommerfledschen Feinstrukturformel die Abschirmkonstante

$$\sigma_K = Z - \sqrt{\frac{E_K}{R_\infty} - \frac{\alpha^2 Z^4}{4}} \tag{9}$$

So folgt für eine Abschätzung der Abschirmkonstanten σ für Kupfer mit $n = 1$,$m = 2$ und $l = 3$,

$$\sigma_1 = Z - \sqrt{\frac{E_{K,abs}}{R}}, \tag{10}$$

$$\sigma_2 = Z - \sqrt{4 \cdot (Z - \sigma_1)^2 - \frac{4E_{K\alpha}}{R}}, \tag{11}$$

$$\sigma_3 = Z - \sqrt{9 \cdot (Z - \sigma_1)^2 - \frac{9E_{K\beta}}{R}}. \tag{12}$$

1.4 Mosley'sch Gesetz

Nach

$$E_K = Rh(z - \sigma)^2 \tag{13}$$

ist die Energie der K_α-Strahung proprtional zu z^2 bei $n = 1$.

1.5 Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum)

Die Breite bie halber Höhe (kurz: FWHM) beschreibt "die Differenz zwischen den beiden Argumentwerten, für die die Funktionswerte auf die Hälfte des Maximums abgesunken sind."[2]

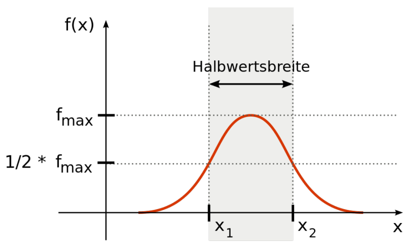

Abbildung 5: Darstellung der Halbwertsbreite.[2]

2 Durchführung

Verwendet wird eine Kupfer-Röntgenröhre mit einem LiF-Kristall und einem Geiger-Müller-Zähler. Die Beschleunigungsspannung beträgt 35 kV mit einem Emissionstrom von 1 mA.

2.1 Bragg-Bedingung

Der LiF-Kristall wird auf einen festen Kristallwinkel von $\Theta = 14°$ eingestellt. Mithilfe des Geiger-Müller-Zählers wird in eimen Winkelbereich von $\alpha_{GM} = [26°, 30°]$ mit einer Schrittweite von $0,1°$ die Strahlungsrate N gemessen.

2.2 Emissionsspektrum

Das Röntgensektrum wird in einem Winkelbereich von $\Theta = [4°, 26°]$ mit einer Schrittweite von 0.2° gemessen. Aus den Daten können nun die charakteristischen Linien K_α und K_β, der Bremsberg, die minimale Wellenlänge vgl. 1 und die Abschirmkonstenten σ bestimmt werden. Die Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum) der scharfen Linien im Spektrum liefern dann mit !ref! eine Aussgabe über das Auflösungsvermögen A.

2.3 Absorbtionsspektrum

Für verschiedene Absorber (Brom, Zink, Gallium, Rubidium, Zirkonium) wird ein Absorbtionsspektrum im geeigneten Winkelbereich vermessen. Mit Hilfe der Absorbtionsenergien kann die Abschirmzahl σ_K ermittelt werden. Betrachtet werden dann die Energieübergänge der gemessene K-Kanten.

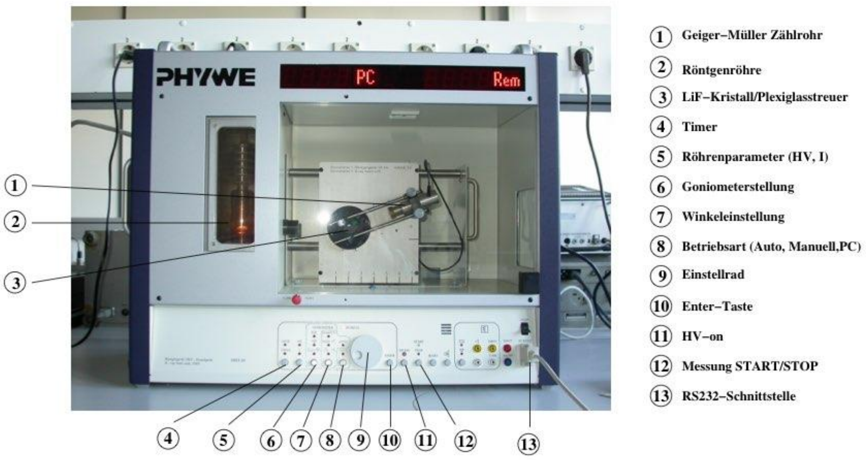

Abbildung 6: Das verwendetete Röntgengerät [1, S. 4].

3 Auswertung

3.1 Emissionsspektrum Kupfer-Röntgenröhre

Für das Spektrum der Kupfer-Röntgenröhre ergibt sich, das gemessenen Intensitätsmaximum bei $I_{\text{max}} = 218$ Imp/s, dafür ergibt sich der zugehörige Braggwinkel Θ_{max} und die Wellenlänge λ_{max}

$$\Theta_{\text{max}} = 28{,}2°, \qquad \lambda_{\text{max}} = 190{,}3\text{pm}, \qquad E_{\text{max}} = 6{,}52\text{keV}.$$

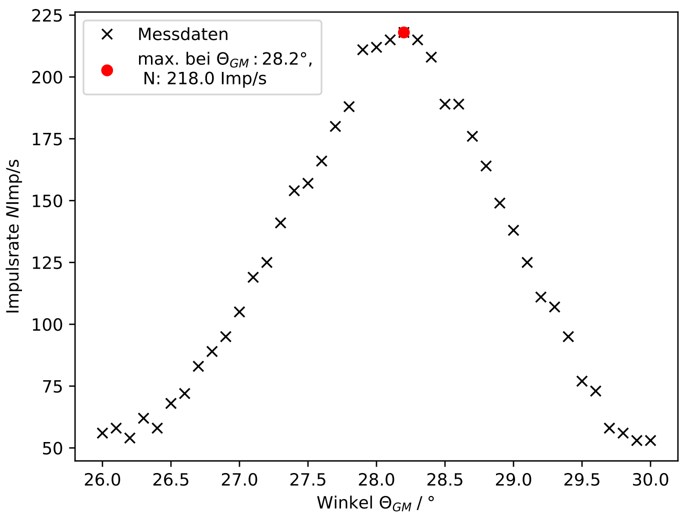

Abbildung 7: Die Intensitätsratenverteilung bei einem festen Kristallwinkel von $\Theta = 14°$ und mit varrierenden Geiger-Müller-Winkel Θ_{GM} mit makierten Maximum.

3.2 Emissionspektrum

Für das Emissionspektrum der Kupfer-Röntgenröhre ergibt sich mit Gl. 5 die Wellenlänge λ zu den Braggwinkeln Θ.

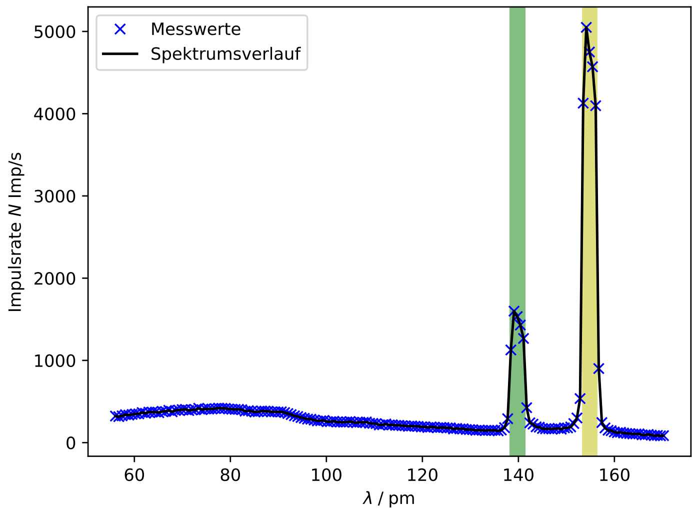

Abbildung 8: Das Spektrum der Kupferanode. Dabei ist der erste Peak (in grün) die K_β und der zweite Peak (in gelb) die K_α Linie.

Mit den Halbwertsbreiten (vgl. Abs 1.5) und den Energien E_K und dessen Halbwertsenergien ΔE_{FWHM} ergibt sich das Auflösungsvermögen A über

$$A = \frac{E_K}{\Delta E_{\mathrm{FWHM}}}. \tag{14}$$

	E_K / keV	HB / pm	HE ΔE_{FMWH} / eV	A
K_α	8,05	14,99	165,76	48,56
K_β	8,92	3,24	205,74	43,36

Tabelle 1: Darstellung der Energien am Peak E_K mit den zugehörigen Halbwertsbreiten HB, den Halbwertsenergien HE und dem Auflösungsvermögen A

3.3 Abschirmzahl

Die Abschirmkonstanten σ ergeben sich über Gl. 12 mit $E_{\text{abs}} = 8980\text{eV}$[1] und E_α und E_β aus Tabelle 1 zu

$$\sigma_{K1} = 3,32,$$
$$\sigma_{K2} = 12,47,$$
$$\sigma_{K3} = 22,7.$$

3.4 Absorber

Nun werden die Absorber mit dem Material Brom, Zink, Rubidium, Gallium, Rubidium und Strontium zwischen den LiF-Kristall und den Geiger-Müller-Zähler gestellt. Die Materiale haben folgende Kenngrößen.

	Z	E_K^{Lit} / keV	Θ_K^{Lit} / °	σ_K
Zn	30	9,65	18,6	3,56
Ga	31	10,37	17,27	3,62
Br	35	13,47	13,20	3,85
Rb	37	15,20	11,70	3,95
Sr	38	16,10	11,00	4,01
Zr	40	17,99	9,6	4,11

Tabelle 2: Kenngrößen zu den verschiedenen Absorbermaterialien.[7]
Z: Ordnungszahl
E_K^{Lit}: Literaturwert der K-Kante[7]
Θ_K^{Lit}: Braggwinkel zu E_K^{Lit}
σ_K: Abschirmkonstante

Zunächst wird die Impulsrate der einzelnen Absorbermaterialien gegen den zugehörigen Bragg-Winkel augetragen (siehe Abs. 5.1).
Aus diesen Absorbtionsspektren, welche die K-Kanten enthalten, können die zugehörigen Energien E_K bestimmt werden.
Die Mitte der K-Kante wird der Intensität I_K zugeordnet, die sich über die Mitte zwischen dem Intensitätsmaximum und Minimum definiert

$$I_K = I_K^{min} + \frac{I_K^{max} - I_K^{min}}{2}, \tag{15}$$

Über den zugehörigen Winkel Θ kann nun mithilfe der zugehörigen Wellenlänge Gl. 5 die Absorbtionsenergie $E_{K,abs}$ der K-Kante ermittelt werden. Weiterführend folgt daraus nach Gl. 9 die K-Schlalen zugehörigen Abschirmkonstante σ_K.

Es ergibt sich für die verschiedenen Absorbermaterialien:

	Θ / °	$E_{\mathrm{K,abs}}$ / keV	I_K^{min} / $\frac{Imp}{s}$	I_K^{max} / $\frac{Imp}{s}$	I_K / $\frac{Imp}{s}$	σ_K
Brom	13,2	13,49	9,0	27,0	18,0	3,84
Zink	18,7	9,61	55,0	102,0	78,5	3,64
Gallium	17,375	10,34	66,0	121,0	93,5	3,70
Rubidium	11,8	15,06	12,0	64,0	38,0	4,11
Strontium	11,1	16,00	50,0	193,0	121,5	4,12
Zirkonium	9,95	17,83	112,0	282,0	197,0	4,28

Tabelle 3: Die Lage der Absorbtionskante und Absorbtionsenergie $E_{K,abs}$ von Brom. Sowie die zugehörigen Intensitäten I_K^{min},I_K^{max},I_K und die Abschirmkonstante σ.

Mithilfe Gl. 13 kann nun über eine Ausgleichsgerade

$$\sqrt{E_K} = A \cdot Z + B, \tag{16}$$

mit

$$A = \sqrt{R \cdot h}, \tag{17}$$

die Rydbergfrequenz R nach Gl. 17 bestimmt werden. Für die Paramter der Ausgleichsgeraden ergibt sich

$$B = (-3,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}\sqrt{\mathrm{eV}},$$
$$A = (1,432 \pm 0,012)10^{-9}\sqrt{\mathrm{eV}}.$$

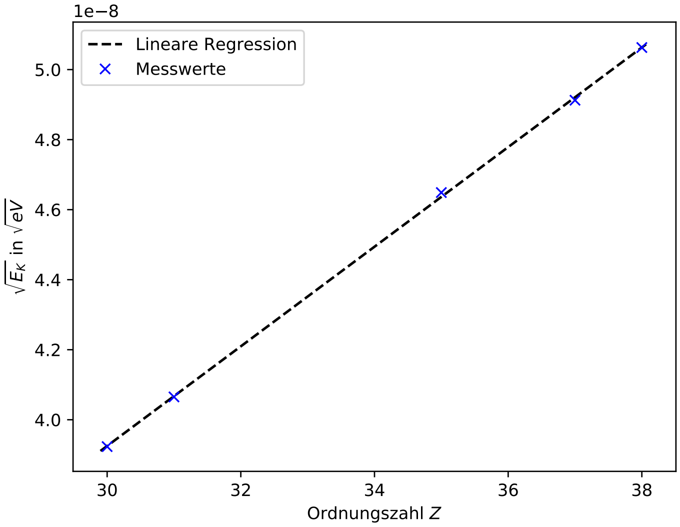

Abbildung 9: $\sqrt{E_K}$ gegen die Ordnungzahl Z der verschiedenen Absorbermaterialien aufgetragen. Aus der Steigung kann nun eine Aussage über die Rydberg-Konstant getroffen werden.

Es folgt somit für die Rydbergfrequenz, Rydbergkonstante, Rydbergenergie

$$
\begin{aligned}
R_{\text{Frequenz}} &= \frac{A^2}{h} = (3,05 \pm 0,05) \cdot 10^{15}\text{Hz}, \\
R_{\text{Energie}} &= R_{\infty} = \frac{R_{\text{Frequenz}} \cdot h}{e} = (12,63 \pm 0,22)\text{eV}, \\
R_{\text{Konstant}} &= \frac{R_{\text{Frequenz}}}{c} = (1,018 \pm 0,018) \cdot 10^7 \frac{1}{m}.
\end{aligned}
$$

4 Diskussion

4.1 Emissionspektrum

Das ermittelte Intensitätsspektrum der Kupfer-Röntgenröhre aus Abb. 7 befindet sich bei $\Theta = 28,2°$.
Das Intensitätsmaximum der reflektierten Röntgenstrahlung wird beim Bragg-Winkel relativ zum LiF-Kristall erwartet. Es befindet sich somit bei dem doppelten Winkel von $\Theta = 14°$, also 28° zum Strahl. Somit weicht das gemessene Maximum um 0.2° (0.7%) von der theoretischen Lage ab. Würde die gemessene Position des Maximums mehr als 3° von der theoretischen Lage abweichen, so würde sich dies als eine Verschiebung in den nachfolgenden Spektren deutlich machen, da somit auch alle Energie um einen Faktor verschoben werden.
In Abb. 8 zeigt sich das Bremsspektrum über den gesamten Messbereich mit den zusätlichen Peaks der charakteristischen Strahlung. Die maximale Energie des Bremsberges kann dabei nicht bestimmt werden, da der Messbereich zu klein ist und somit λ_{min} nicht gemessen wird. Nach Gl. 5 wäre der Braggwinkel Θ zu λ_{min} Gl. 1

$$\lambda_{min} = 35,4\text{pm},$$
$$\Theta = 5,04°,$$

dieser liegt außerhalb des Messbereichs.
Das Auflösungsvermögen A (vgl. Tab. 1) benötigt keine Einbeziehung von statistischen Fehler und repräsentiert die Auflösung gut.

In Tabelle 4 wird deutlich, dass die Messungen für die verschiedenen E_K und Abschirmkonstanten σ_K die Theorie gut wiederspiegeln, da die Abweichungen vom Literaturwert unterhalb von 5% liegen.
Lediglich die Ryberg-Konstante weicht mehr von dem Literaturwert ab. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die $\sqrt{E_K}$ gegen die Ordnungzahl Z aufgetragen wurde. Ein kleiner Abweichung könnte beim Auftagen gegen z_{eff} erziehlt werden.
Dennoch ist die Abweichung klein genug um die Theorie zu bestätigen.

Messgröße	Messwert	Literaturwert	Abweichung / %
E_{K_α} / eV	8050	8038	0.14
E_{K_β} / eV	8920	8905	0.16
σ_{K1}	3,32	3,31	0.3
σ_{K2}	12,7	12,36	0,9
σ_{K3}	22,70	21,96	3,4
$E_{\mathrm{K,\ Zn}}$ / eV	9908	9650	0,44
$E_{\mathrm{K,\ Ga}}$ / eV	10315	10370	0,53
$E_{\mathrm{K,\ Br}}$ / eV	13489	13470	0,15
$E_{\mathrm{K,\ Rb}}$ / eV	15064	15200	0,9
$E_{\mathrm{K,\ Sr}}$ / eV	16000	16100	0,62
$E_{\mathrm{K,\ Zr}}$ / eV	17828	17990	0,90
$\sigma_{\mathrm{K,\ Zn}}$	3,77	3,57	0,38
$\sigma_{\mathrm{K,\ Ga}}$	3,70	3,62	2,1
$\sigma_{\mathrm{K,\ Br}}$	3,84	3,85	0,3
$\sigma_{\mathrm{K,\ Rb}}$	4,11	3,95	4,1
$\sigma_{\mathrm{K,\ Sr}}$	4,12	4,01	2,8
$\sigma_{\mathrm{K,\ Zr}}$	4,28	4,11	4,24
R_∞ / eV	12,63±0,22	13,61	7,1±1,6

Tabelle 4: Alle berechneten/ausgelesenen Energien E_K und die Abschirmkonstanten $sigma_K$ im Vergleich mit den Literaturwerten [7] und mit prozentualer Abweichung.

Literatur

[1] Tu Dortmund. „Versuch V602: Röntgenemission und -absorbtion“. In: ().

[2] „Halbwertsbreite“. In: (). URL: `https://de.wikipedia.org/wiki/Halbwertsbreite`.

[3] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: `http://matplotlib.org/`.

[4] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: `http://www.numpy.org/`.

[5] TESS expert PHYWE. „Charakteristische Röntgenstrahlung von Kupfer“. In: (). URL: `http://www.phywe-ru.com/index.php/fuseaction/download/lrn_file/versuchsanleitungen/P2540101/d/p2540101d.pdf`.

[6] „Röntgenstrahlung“. In: (). URL: `https://de.wikipedia.org/wiki/R%C3%B6ntgenstrahlung`.

[7] *Wellenlängen und Anregungsenergien von K- und L- Absorptionskanten.* `https://wissen.science-and-fun.de/tabellen-fur-spektroskopiker/wellenlaengen-und-anregungsenergien-von-k-und-l-absorptionskanten/`. 19. Mai 2020.

5 Anhang

5.1 Absorbtionsspektren

Gezeigt sind die Absorbtionspektren der einzelnen Absorbermaterialien. Über die gemessenen Bragg-Winkel Θ können diese nach Gl. 5 in die Wellenlänge und somit in die Enrgie umgerechnet werden. Der plötzliche Anstieg im Spektrumsverlauf makiert dabei die K-Kante.

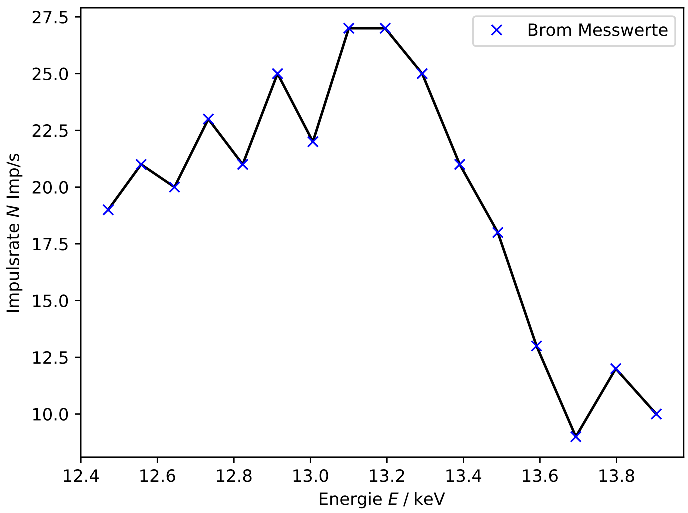

Abbildung 10: In der Abbildung ist das Absorbtionspektrum eines Bromabsorbers dargestellt

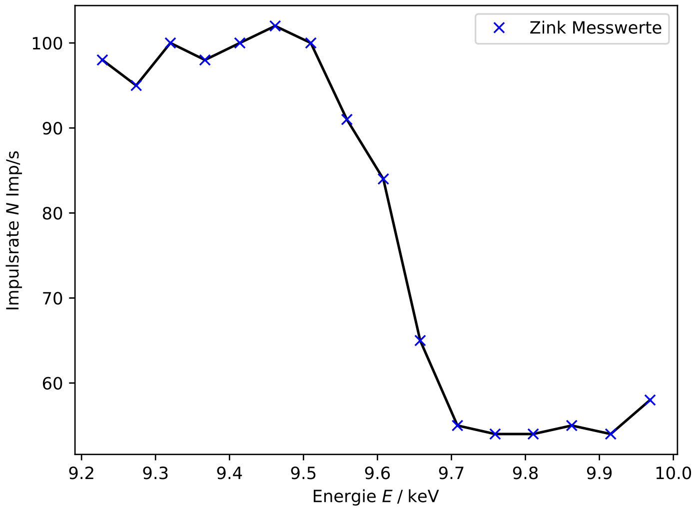

Abbildung 11: In der Abbildung ist das Absorbtionspektrum eines Zinkabsorbers dargestellt

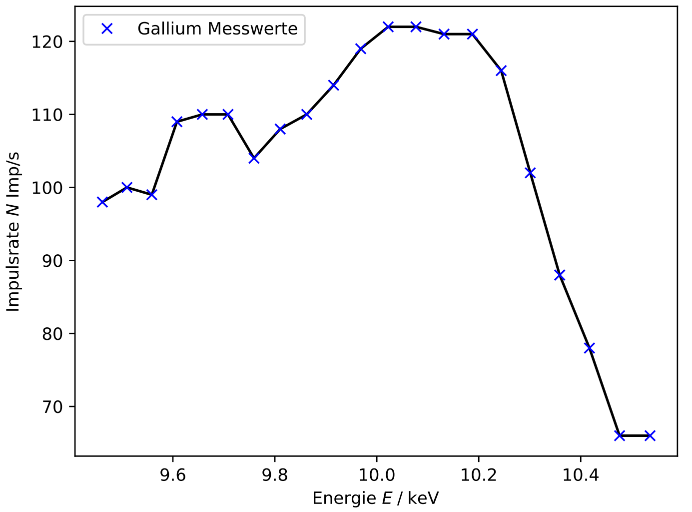

Abbildung 12: In der Abbildung ist das Absorbtionspektrum eines Galliumabsorbers dargestellt

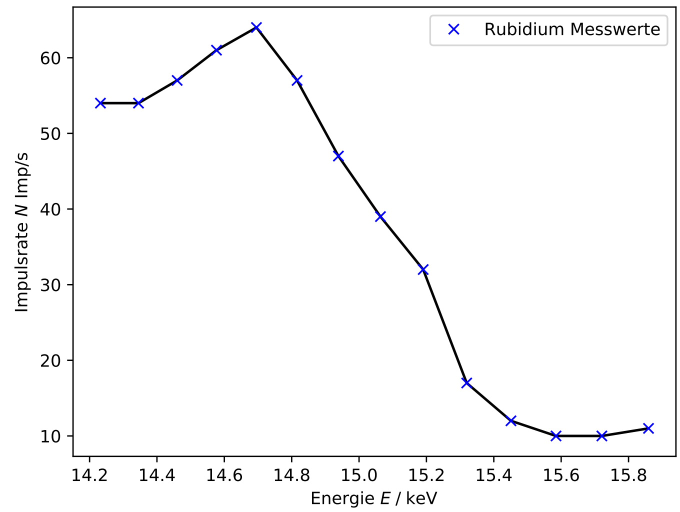

Abbildung 13: In der Abbildung ist das Absorbtionspektrum eines Rubidiumabsorbers dargestellt

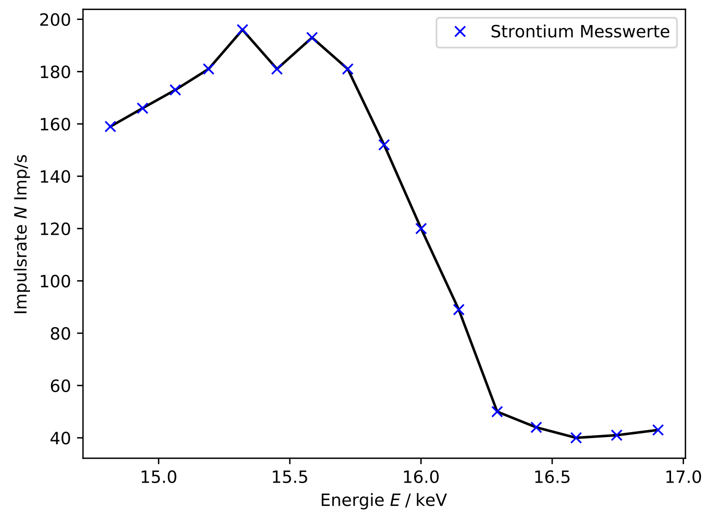

Abbildung 14: In der Abbildung ist das Absorbtionspektrum eines Strontiumabsorbers dargestellt

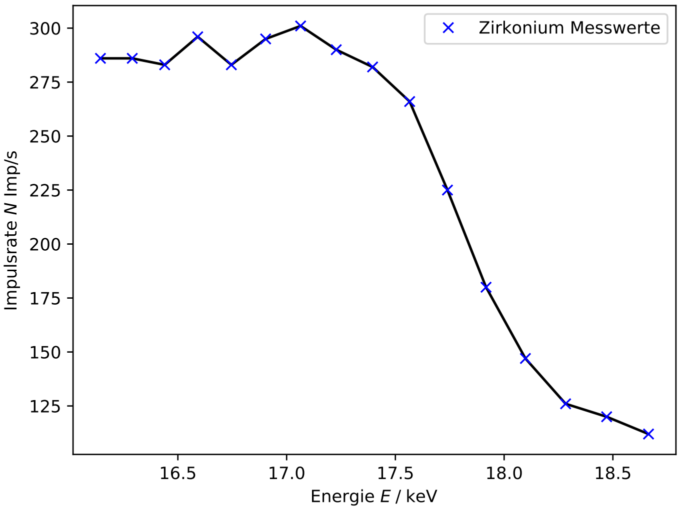

Abbildung 15: In der Abbildung ist das Absorbtionspektrum eines Zirkoniumabsorbers dargestellt

5.2 Messwerte

Θ / °	N / $\frac{Imp}{s}$
12,8	10,0
12,9	12,0
13,0	9,0
13,1	13,0
13,2	18,0
13,3	21,0
13,4	25,0
13,5	27,0
13,6	27,0
13,7	22,0
13,8	25,0
13,9	21,0
14,0	23,0
14,1	20,0
14,2	21,0
14,3	19,0

Tabelle 5: Messwerte zum Absorptionsspektrum von Brom bei einer Beschleunigungsspannung $U = 350$kV und einem Strom von $I = 1$mA,
Gemessen wurde der Bragg-Winkel Θ und die Impulsrate N mit einer Integrationszeit von $t = 20$s pro Winkel.

Θ / °	N / $\frac{Imp}{s}$
18,0	58,0
18,1	54,0
18,2	55,0
18,3	54,0
18,4	54,0
18,5	55,0
18,6	65,0
18,7	84,0
18,8	91,0
18,9	100,0
19,0	102,0
19,1	100,0
19,2	98,0
19,3	100,0
19,4	95,0
19,5	98,0

Tabelle 6: Messwerte zum Absorptionsspektrum von Zink bei einer Beschleunigungsspannung $U = 350$kV und einem Strom von $I = 1$mA.
Gemessen wurde der Bragg-Winkel Θ und die Impulsrate N mit einer Integrationszeit von $t = 20$s pro Winkel.

Θ / °	N / $\frac{Imp}{s}$
17,0	66,0
17,1	66,0
17,2	78,0
17,3	88,0
17,4	102,0
17,5	116,0
17,6	121,0
17,7	121,0
17,8	122,0
17,9	122,0
18,0	119,0
18,1	114,0
18,2	110,0
18,3	108,0
18,4	104,0
18,5	110,0
18,6	110,0
18,7	109,0
18,8	99,0
18,9	100,0
19,0	98,0

Tabelle 7: Messwerte zum Absorptionsspektrum von Gallium bei einer Beschleunigungsspannung $U = 350$kV und einem Strom von $I = 1$mA.
Gemessen wurde der Bragg-Winkel Θ und die Impulsrate N mit einer Integrationszeit von $t = 20$s pro Winkel.

Θ / °	N / $\frac{Imp}{s}$
19,5	112,0
9,6	120,0
9,7	126,0
9,8	147,0
9,9	180,0
10,0	225,0
10,1	266,0
10,2	282,0
10,3	290,0
10,4	301,0
10,5	295,0
10,6	283,0
10,7	296,0
10,8	283,0
10,9	286,0
11,0	286,0

Tabelle 8: Messwerte zum Absorptionsspektrum von Zirkonium bei einer Beschleunigungsspannung $U = 350$kV und einem Strom von $I = 1$mA.
Gemessen wurde der Bragg-Winkel Θ und die Impulsrate N mit einer Integrationszeit von $t = 20$s pro Winkel.

Θ / °	N / $\frac{Imp}{s}$
10,5	43,0
10,6	41,0
10,7	40,0
10,8	44,0
10,9	50,0
11,0	89,0
11,1	120,0
11,2	152,0
11,3	181,0
11,4	193,0
11,5	181,0
11,6	196,0
11,7	181,0
11,8	173,0
11,9	166,0
12,0	159,0

Tabelle 9: Messwerte zum Absorptionsspektrum von Strontium bei einer Beschleunigungsspannung $U = 350$kV und einem Strom von $I = 1$mA.
Gemessen wurde der Bragg-Winkel Θ und die Impulsrate N mit einer Integrationszeit von $t = 20$s pro Winkel.

Θ / °	N / $\frac{Imp}{s}$
11,2	11,0
11,3	10,0
11,4	10,0
11,5	12,0
11,6	17,0
11,7	32,0
11,8	39,0
11,9	47,0
12,0	57,0
12,1	64,0
12,2	61,0
12,3	57,0
12,4	54,0
12,5	54,0

Tabelle 10: Messwerte zum Absorptionsspektrum von Rubidium bei einer Beschleunigungsspannung $U = 350$kV und einem Strom von $I = 1$mA.
Gemessen wurde der Bragg-Winkel Θ und die Impulsrate N mit einer Integrationszeit von $t = 20$s pro Winkel.